

## КАТАДИОПТРИЧЕСКИЙ СВЕТОВОЗВРАЩАТЕЛЬ

© 2011 г. А. Д. Цветков, доктор техн. наук

Научно-исследовательский институт комплексных испытаний оптико-электронных приборов и систем, г. Сосновый Бор, Ленинградская обл.

E-mail: contact@niiki.ru

Предложена новая конструкция световозвращателя, представляющего собой двояковыпуклую линзу с концентрическими поверхностями, задняя из которых является зеркальной. На основе расчета аберраций 3-го порядка и дифракции, рассчитанной с помощью интеграла Френеля–Кирхгофа в приближении Фраунгофера, проведено исследование влияния длины световозвращателя на осевую силу света.

**Ключевые слова:** световозвращатель, аберрации, лазерное излучение, дифракция, осевая сила света.

Коды OCIS: 050.1940.

*Поступила в редакцию 06.07.2010.*

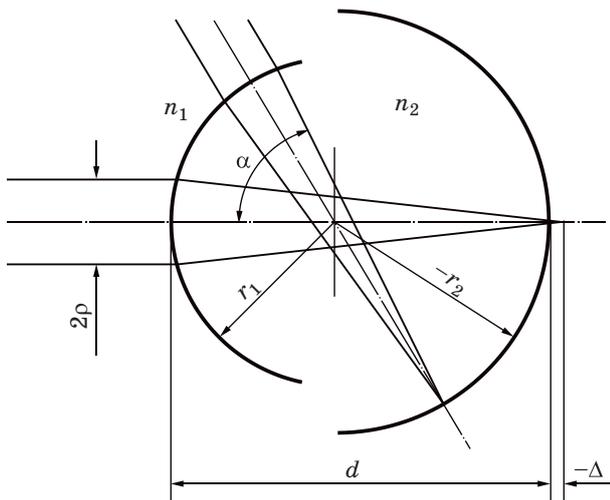
Световозвращающие оптические элементы – это устройства, позволяющие получать поток излучения в обратном направлении по отношению к прямому, не зависящий в определенных пределах от угла поля зрения. Наиболее широкое распространение получили трипель-призмы (катафоты, уголковые призмы) и микросферы, изготовленные из полимеров или стекла. Микросферы и уголковые микропризмы используются для изготовления светоотражающих покрытий в автодорожной и автомобильной светотехнике (дорожные знаки, разметка дорожного полотна и т. д.) [1, 2]. Трипель-призмы – это призмы, изготовленные, как правило, из стекла, три грани которых расположены по отношению друг к другу под углом  $90^\circ$ . Свет, попадая через диагональную грань и трижды отражаясь, возвращается обратно. Взаимно перпендикулярные грани трипель-призмы могут быть без покрытия, и тогда свет отражается от этих граней за счет полного внутреннего отражения. На грани могут быть также нанесены металлические покрытия из серебра или алюминия [3]. Трипель-призмы, как световозвращающие элементы, широко используются в геодезических и светодальномерных работах, в системах охранной сигнализации [4], а также в работах по измерению различного рода примесей (например газовых) в прилегающих к поверхности земли слоях атмосферы [5]. Особое значение призменные световозвращатели приобрели при проведении

высокоточных измерений траекторий летательных и космических аппаратов [6].

В настоящей работе предложена новая конструкция катадиоптрического световозвращателя (КСВ) и проведено исследование отражающих свойств световозвращателя на основе расчета сферической аберрации 3-го порядка и дифракции лазерного излучения в зоне Фраунгофера с учетом волновых аберраций.

Идею конструкции КСВ [7] поясняет рис. 1, где приведена оптическая схема распространения пучков в КСВ. Оптический элемент в виде двояковыпуклой линзы выполнен из оптически прозрачного материала с показателем преломления  $n_2$ . Радиусы кривизны поверхностей  $r_1, r_2$  подобраны таким образом и расположены в пространстве так, что их сумма (по абсолютной величине) и фокусное расстояние первой сферической поверхности линзы равны толщине линзы по оси  $d$ .

Излучение, падая на первую выпуклую сферическую поверхность, фокусируется на вторую поверхность, которая является зеркалом, и, отражаясь, снова проходит через первую поверхность. Преломляясь на выходной поверхности, излучение коллимированным пучком выходит из оптического элемента строго в обратном направлении. Поскольку обе поверхности являются концентрическими, то угол поля зрения такого световозвращателя ограничен только элементами конструкции и может в принципе достигать угла, близкого к  $180^\circ$ .



**Рис. 1.** Оптическая схема КСВ.  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления окружающей среды и стекла соответственно;  $r_1$  и  $r_2$  – радиусы кривизны 1-й и 2-й поверхностей;  $d$  – длина КСВ по оси,  $\Delta$  – величина смещения второй поверхности по оси,  $2r$  – диаметр входного и выходного пучков,  $\alpha$  – угол поля зрения.

Фронт волны излучения, дважды проходя через первую поверхность, приобретает волновую сферическую aberrацию. Если вторая отражающая поверхность немного смещена влево или вправо вдоль оптической оси элемента относительно гауссовой плоскости (плоскости фокусировки первой поверхности), то волновая aberrация будет различной и зависящей от положения второй поверхности. В результате

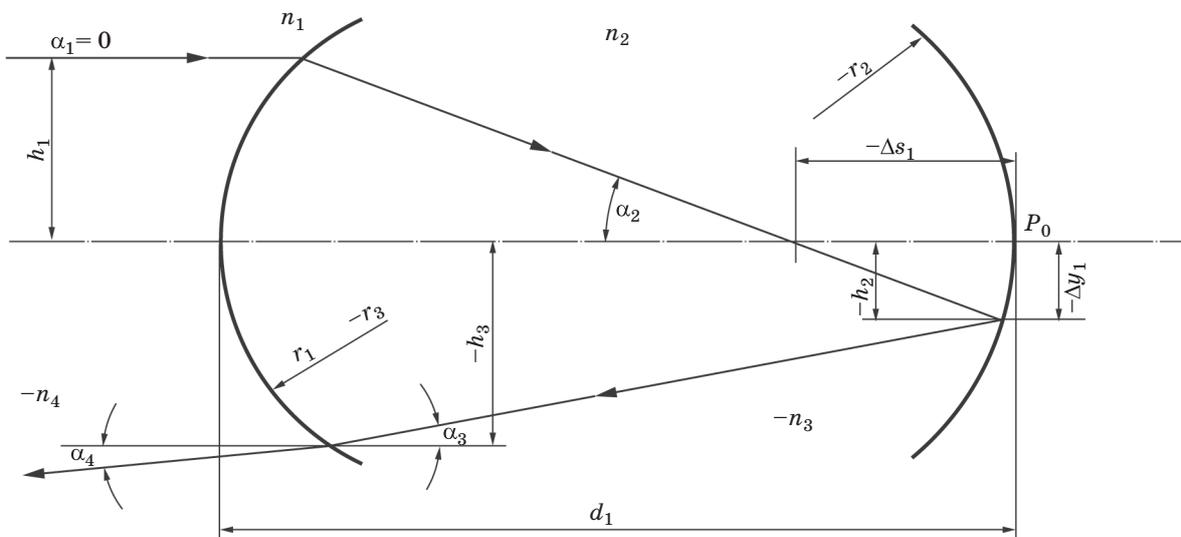
волновой фронт на выходной поверхности КСВ приобретает сложную конфигурацию, которая в общем случае зависит от показателя преломления материала, радиусов кривизны, длины элемента по оси. Расчет волновой сферической aberrации КСВ в работе выполнен на основе теории aberrаций третьего порядка [8, 9]. Для учета влияния волновой aberrации на распределение излучения в дальней зоне использован интеграл Френеля–Кирхгофа в приближении Фраунгофера [10].

### Расчет волновой сферической aberrации КСВ

Ход главного луча в КСВ показан на рис. 2, где  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$  – углы наклона луча относительно оси;  $n_1, n_2, n_3, n_4$  – показатели преломления сред, через которые последовательно проходит луч;  $h_1, h_2, h_3$  – высоты падения луча последовательно на каждую поверхность;  $r_1, r_2, r_3$  – радиусы кривизны сферических поверхностей;  $d_1$  – длина оптического элемента по оси,  $P_0$  – точка параксиального фокуса,  $\Delta s_1, \Delta y_1$  – продольная и поперечная сферическая aberrация.

Для расчета сферической aberrации 3-го порядка [8] проводим нормировку при  $\alpha_1 = 0, h_1 = 1$ .

Вводим следующие обозначения:  $n_1 = 1, n_2 = n_2, n_3 = -n_2, n_4 = -n_1; \mu_1 = 1/n_1, \mu_2 = 1/n_2, \mu_3 = 1/n_3, \mu_4 = 1/n_4, d_2 = -d_1$ .



**Рис. 2.** Ход главного луча в КСВ (пояснения в тексте).

Теперь последовательно рассчитываем углы, высоты и коэффициенты аберраций по следующим формулам:

$$\alpha_2 = n_1\alpha_1/n_2 + (n_2 - n_1)h_1/n_2r_1, \quad h_2 = h_1 - \alpha_2d_1,$$

$$\alpha_3 = n_2\alpha_2/n_3 + (n_3 - n_2)h_2/n_3r_2, \quad h_3 = h_2 - \alpha_2d_1,$$

$$\alpha_4 = n_3\alpha_3/n_4 + (n_4 - n_3)h_3/n_4r_3,$$

$$P_1 = [(\alpha_2 - \alpha_1)/(\mu_2 - \mu_1)]^2(\alpha_2\mu_2 - \alpha_1\mu_1),$$

$$P_2 = [(\alpha_3 - \alpha_2)/(\mu_3 - \mu_2)]^2(\alpha_3\mu_3 - \alpha_2\mu_2),$$

$$P_3 = [(\alpha_4 - \alpha_3)/(\mu_4 - \mu_3)]^2(\alpha_4\mu_4 - \alpha_3\mu_3).$$

С помощью полученных формул найдем фокусное расстояние внутри КСВ, поперечную и продольную сферическую аберрацию:

$$F = n_2r_1/(n_2 - 1), \quad \Delta y_1 = P_1F^4u_1^3/2n_2,$$

$$\Delta s_1 = P_1F^4u_1^2/2n_2, \quad u_1 = \rho/F_1,$$

где  $u_1$  – апертурный угол,  $\rho$  – произвольно выбранный радиус входной апертуры.

Сумма Зейделя для вычисления сферической аберрации световозвращателя

$$S_1 = \Sigma P_i h_i. \quad (1)$$

Волновая аберрация на выходе из световозвращателя

$$L = \xi u_1^2/2 + S_1F^4u_1^4/8n_2. \quad (2)$$

Здесь  $\xi = 2\Delta$  – изменение положения плоскости фокусировки пучка, прошедшего первую поверхность, относительно гауссовой плоскости;  $\Delta$  – изменение длины по оси КСВ путем перемещения задней (второй) поверхности вдоль оси.

### Расчет дифракции лазерного излучения на выходе из световозвращателя

Выражение (2) для волновой аберрации запишем в виде, удобном для введения в подынтегральное выражение при расчете дифракции Фраунгофера. Заменяв апертурный угол  $u_1$  величиной  $y$  (координатой входной апертуры КСВ), получим

$$L_1 = \xi y^2/2F^2 + S_1y^4/8n_2, \quad (3)$$

где  $y = u_1F$ .

Заметим, что если в формуле (3) волновую аберрацию приравнять нулю, то можно опреде-

лить смещение  $\Delta_m$ , при котором на выходной поверхности КСВ волновые аберрации при выбранном значении  $\rho$  будут минимальны, –

$$\Delta_m = -S_1F^2\rho/8n_2. \quad (4)$$

Распределение интенсивности излучения на расстоянии  $z$  от КСВ записывается с помощью интеграла Френеля–Кирхгофа в приближении Фраунгофера в следующем виде:

$$I(y_2) = C \left| \int_0^{y_0} U(y)y J_0[x(y_2)y] dy \right|^2, \quad (5)$$

где  $y$  – текущая координата,  $y_0$  – радиус выходного зрачка КСВ,  $y_2$  – радиальная координата в плоскости изображения,  $x(y_2) = ky_2/z$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  – волновое число,  $\lambda$  – длина волны излучения,  $C$  – нормировочная константа,  $z$  – расстояние от выходной апертуры оптической системы до экрана,  $J_0(x(y_2)y)$  – функция Бесселя нулевого порядка,  $U(y)$  – комплексная амплитуда сигнала,  $I(y_2)$  – интенсивность излучения в плоскости экрана.

Комплексная амплитуда сигнала с учетом (3) выражается следующей формулой:

$$U(y) = R \exp \left[ ik \left( \xi \frac{y^2}{2F^2} + S_1 \frac{y^4}{8n_2} \right) \right], \quad (6)$$

где  $R$  – коэффициент отражения от задней (второй) поверхности,  $i$  – мнимая единица.

По этим формулам проводился расчет распределения излучения на заданном расстоянии при наличии сферической аберрации. Интеграл (5) в случае отсутствия волновых аберраций может быть заменен более простым для вычисления выражением

$$I(y_2) = I_0 \left[ \frac{y_0^2}{y_2^2} J_1(x(y_2)y_0) \right]^2. \quad (7)$$

Здесь  $J_1(x(y_2)y_0)$  – функция Бесселя первого порядка,  $I_0$  – интенсивность (плотность) излучения в плоскости зрачка,  $I(y_2)$  – распределение интенсивности в плоскости экрана.

Для нахождения плотности излучения на оси  $I_{10}$  в плоскости экрана при отсутствии аберраций удобно пользоваться простой формулой

$$I_{10} = k^2 y_0^2 / 4z^2. \quad (8)$$

Нормировочная константа в (5) может быть представлена как

$$C = (4\pi^2 I_0) / (z^2 \lambda^2). \quad (9)$$

В работе предполагается, что источник и приемник излучения расположены достаточно далеко от КСВ, так что диаметр входной апер-

туры приемника “перехватывает” только малую центральную часть падающего излучения. Поэтому в расчетах по формуле (5) мы используем характеристику, называемую осевой силой света, которая соответствует плотности излучения центральной осевой части нулевого дифракционного максимума, и обозначим ее  $I(0)$ .

Падающий на первую поверхность КСВ плоский фронт волны, преломляясь во всех точках первой сферической поверхности, образует значительную сферическую aberrацию. После отражения от второй поверхности и повторного преломления на первой aberrированный фронт волны выходного пучка приобретает aberrацию и имеет неоднородную структуру: центральная приосевая часть практически плоская, а периферийная часть деформирована сложным образом, причем с ростом диаметра выходного зрачка  $2\rho$  эта деформация быстро нарастает. На формирование дифракционной картины в зоне Фраунгофера прежде всего оказывает влияние центральная часть пучка. Поэтому для анализа работы КСВ важно определить этот эффективный диаметр выходной апертуры. На примере расчета КСВ проследим, как изменяется осевая сила света при изменении диаметра выходного зрачка и как при этом меняется эта характеристика в зависимости от длины световозвращателя по оси.

Введем следующие исходные данные: материал КСВ – стекло К8,  $\lambda = 0,53$  мкм,  $n_1 = 1$ ,  $n_2 = 1,519158$ ,  $r_1 = 2,805$ ,  $r_2 = -5,403$ ,  $d_1 = F = 8,208$ ,  $z = 10\,000$  мм,  $E = 1$ ,  $R = 1$ .

На рис. 3 представлены результаты расчета осевой силы света  $I(0)$  при изменении длины КСВ для различных диаметров выходного зрачка. На рисунках в правом верхнем углу обозначены диаметры выходного зрачка  $2\rho$ , соответствующие данному распределению. Крестиками отмечены расчетные значения осевой силы света при изменении длины КСВ, определяемой по формуле (3) значением величины  $\Delta_m$ .

При сравнении рисунков видно, что по мере увеличения диаметра выходного зрачка распределение  $I(0)$  все более усложняется, постепенно переходя из монотонной кривой с одним экстремумом к многоэкстремальным кривым. При этом осевая сила света для каждого диаметра зрачка в экстремальных максимумах вначале постепенно нарастает, достигая значения  $I_{\text{макс}}(0) = 0,1$ , а затем стабилизируется, колеблясь около значения  $I(0) = 0,08$ .

Этот эффект изменения осевой силы света в зависимости от диаметра входного зрачка

и длины КСВ можно объяснить тем, что при малом зрачке сферическая aberrация также мала, каустика ничтожна и смещение по оси не дает заметного эффекта в увеличении силы света. При увеличении диаметра зрачка волновая aberrация растет еще достаточно медленно, а сила света в центре дифракционного пятна увеличивается за счет увеличения полной энергии и уменьшения его диаметра. При достижении определенной стабилизации, вызванной одновременным действием двух противоположных факторов, на осевую силу света волновая сферическая aberrация уже практически не влияет, избыточная энергия рассеивается в большие углы по сравнению с углом дифракции. При диаметре зрачка  $2\rho = 1,6$  мм интервал изменения длины КСВ, при котором осевая сила света достигает максимума, становится совсем малым – около 0,1 мм. Волновая aberrация при всех принятых исходных данных, рассчитанная по формуле (3), составляет  $L_1 = 0,05\lambda$ . При увеличении диаметра зрачка до 1,8 мм волновая aberrация уже равна  $0,375\lambda$ , т. е. существенно превосходит известный критерий Рэля ( $0,25\lambda$ ). По сути, диаметр зрачка КСВ, опре-

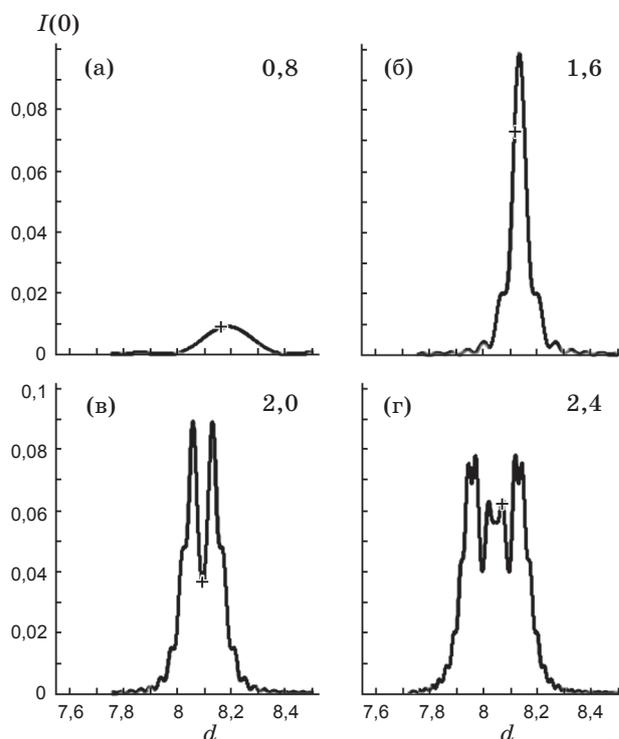


Рис. 3. Распределение осевой силы света в дифракционной картине при изменении длины КСВ для различных диаметров выходного зрачка (в правом верхнем углу обозначены размеры  $2\rho$ ).

деляемый из этого критерия, и является эффективным диаметром выходной апертуры и равен в данном случае 1,6 мм.

Заметим, что данная методика исследования основана на расчете волновой сферической аберрации 3-го порядка и поэтому влияние аберрации высших порядков не учитывает. Однако ее влияние на результаты расчета должны все же сказываться. Для сравнения приведем некоторые данные по оптимизации КСВ, полученные при расчете световозвращателя с использованием известной программы расчета оптических систем SARO. Данные, которые вводились в программу, совпадали с исходными данными, приведенными в статье выше. Результаты расчета следующие. При диаметре выходного зрачка  $2\rho = 1,5$  мм и оптимизированной длине КСВ по оси 8,155 мм волновая аберрация практически не превосходила  $0,25\lambda$ , что соответствует критерию Рэлея. При увеличении диаметра входного зрачка до 1,6 мм волновые аберрации быстро нарастали. Результаты точного и приближенного (без влияния аберрации высших порядков) расчетов в определении эффективного размера зрачка отличались не более, чем на 0,1 мм, что можно считать вполне удовлетворительным.

Смещение  $\Delta_m$ , с помощью которого рассчитывалась оптимальная длина КСВ по оси, совпало с расчетами длины, полученной по программе SARO. Заметим, что расчет смещения важен при уточнении требований к конструкции световозвращателей в процессе проектирования и изготовления.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Алексеев В.А., Билибин С.В., Молохина Л.А., Опарин Ю.Я., Рябикова Г.А., Филин С.А. Световозвращающий материал // Патент России № 2075906. 1997.
2. Выгобский Ю.Н., Гурари А.М., Молохина Л.А., Филин С.А. Световозвращающая разметочная линия и способ ее получения (варианты) // Патент России № 2117723. 1998.
3. Кобак В.О. Радиолокационные отражатели. М.: Советское радио, 1975. С. 158.
4. Рожин В.В. Расчет дальности действия охранного устройства “лучевой барьер” с отражателем // Оптический журнал. 2002. Т. 69. № 4. С. 48–50.
5. Коршунов В.А. Анализ оптической схемы трассового газоанализатора с ретрорефлектором // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 6. С. 53–56.
6. Садовников М.А. Точность определения поправки приведения измерений к центру масс цели в высокоточной спутниковой лазерной дальнометрии // Успехи современной радиоэлектроники. 2009. № 8. С. 63–66.
7. Медведков И.А., Потапова Н.И., Цветков А.Д., Шкатов О.Ю. Световозвращающий элемент для моделирования отражательных характеристик светового, в том числе лазерного, излучения // Патент России № 2349940. 2009.
8. Турыгин И.А. Прикладная оптика. М.: Машиностроение, 1966. 431 с.
9. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
10. Тудоровский А.И. Теория оптических приборов. Л.: АН СССР, 1948. Ч. 1. 661 с.